

Resonador caótico en fibra óptica: Aplicación al sensado fotónico

Chaotic fiber ring resonator: Application to Photonic Sensing

C. Jáuregui, M. Quintela, M. López-Amo, A. M. Cubillas, y J. M. López-Higuera

Dpto. Ingeniería Eléctrica y Electrónica. Universidad Pública de Navarra.
Campus de Arrosadía s/n– c.p. 31006 Pamplona, Spain
&

Grupo de Ingeniería Fotónica –Universidad de Cantabria. E.T.S.I.I. y Telecomunicación – Dpto. TEISA. Avda.
Los Castros s/n – c.p. 39005 Santander, Spain. Tel: ++ 34-42-200877 ext.16; Fax: ++ 34-42-200877.
Email: higuera@teisa.unican.es

RESUMEN:

La respuesta de los sistemas caóticos presenta una fuerte dependencia de sus condiciones iniciales. Es por ello que este tipo de sistemas pueden emplearse para hacer sensores. Así, en este trabajo se presenta un estudio sobre la viabilidad de emplear un resonador caótico en fibra óptica como sensor fotónico. Para ello se ha desarrollado un modelo matemático del resonador caótico cuya descripción se incluye en el artículo. Asimismo se presentan y discuten resultados de simulación del resonador caótico cuando éste se emplea como sensor para medir elongación y atenuación.

Palabras clave: Resonador caótico, sensor de fibra óptica, anillo de fibra óptica.

ABSTRACT:

The response of chaotic systems is highly dependent on their initial conditions. That's why this kind of systems is naturally well fitted for making sensors. Thus, in this work the feasibility of using a fiber-ring chaotic resonator for sensing is analyzed. In order to do so, a theoretical model of the chaotic resonator has been developed. Its description is included in this paper. Besides, several simulation results are presented and discussed. These correspond to the use of the resonator as a sensor of both strain and attenuation.

Key words: Chaotic resonator, fiber optic sensor, fiber-ring resonator.

REFERENCIAS Y ENLACES

- [1] E.N. Lorenz, "Deterministic Nonperiodic Flow", *Journal of the Atmospheric Sciences*, vol.20, pp. 130-141, 1963.
- [2] P.M. Hurley, editor, "Large-Scale Motions of the Atmosphere: Circulation", in *Advances in Earth Science*, The MIT Press, Cambridge, pp. 95-109, 1966.
- [3] L.M. Pecora, T.L. Carroll. "Synchronization in Chaotic Systems", *Phys. Rev. Lett.*, vol. 64, pp. 821, 1990.
- [4] S. Kim, B. Lee, D. Kim, "Experiments on chaos synchronization in two separate erbium-doped fiber lasers", *IEEE Phot. Tech. Lett.*, vol. 13, pp. 290, 2001.
- [5] K. Suzuki, Y. Imai, F. Okumura, "Proposal for temperature and pressure sensing based on periodic chaos synchronization in optical fiber ring resonator systems", *Proceedings of OFS-16*, pp. 204-207, Nara (Japan), 2003.

- [6] K. Ikeda, H. Daido, O. Akimoto, "Optical Turbulence: Chaotic Behavior of Transmitted Light from a Ring Cavity", *Phys. Rev. Lett.*, vol. 45, n° 9, pp. 709-712, 1980.
- [7] J. Gleick, "Chaos – Making a new Science", *Ed. Seix Barral S.A.*, 3rd edition, pp.358, Barcelona, 1998.

1.- Introducción

El Caos ha suscitado mucho interés desde su primera formulación, en 1963, por Lorentz [1]. El Caos ha encontrado un gran número de aplicaciones en áreas que van desde el modelado físico [2] a comunicaciones seguras y encriptación [3]. Además de éstos, también han existido esfuerzos de investigación sobre Caos aplicado a sistemas ópticos, aunque estos estudios estaban principalmente centrados en láseres [4].

Una de las principales características de los sistemas caóticos es que su respuesta exhibe una gran dependencia con las condiciones iniciales. Sin embargo, a pesar de esta buena premisa, resulta sorprendente el poco trabajo que se ha efectuado para tratar de emplear Caos (o sistemas caóticos) en aplicaciones de sensado [5]. Por ejemplo, sistemas como el resonador caótico de fibra óptica [6] presentan un elevado potencial para medir diferentes parámetros físicos (elongación, temperatura, atenuación, etc) debido a la alta dependencia de su salida a éstos. La estructura de un resonador caótico de fibra es muy sencilla puesto que simplemente está constituido por un anillo recirculante de fibra. Sin embargo, y a pesar de su sencillez, esta estructura puede convertirse en un transductor de alta sensibilidad para parámetros físicos.

Este trabajo explora la viabilidad de emplear este tipo de resonadores para la atenuación de la fibra (sus cambios) y la elongación a la que ésta es sometida. Para poder llevar a cabo este análisis, se ha desarrollado un modelo matemático del resonador caótico que se describirá en la sección dos. Asimismo en la sección tres se presentan simulaciones obtenidas con este modelo, que serán analizadas bajo el prisma de su utilidad para el sensado fotónico. Finalmente se extraerán una serie de conclusiones sobre el sistema.

2.- Modelo teórico del resonador caótico

El Caos, en contra de lo que en principio se pudiera pensar, es determinista. Esto significa que no es aleatorio aunque su evolución es

impredecible. Esta aparente paradoja puede clarificarse mediante una analogía: los orbitales de los electrones. Aunque la posición instantánea de un electrón en un átomo no puede predecirse, se sabe que está ligada a ciertas regiones espaciales conocidas como orbitales. De la misma forma, la evolución de la salida de un sistema caótico no puede ser predicha, pero se sabe que está ligada a una determinada región del espacio de fases (que en la aplicación que se describe en este trabajo es aquel que relaciona las partes real e imaginaria del campo eléctrico). Esta región se conoce como atractor caótico. Muchas veces ocurre que, como en este caso, el atractor presenta configuraciones geométricas muy complejas y, entonces, recibe el nombre de atractor extraño. Así que, aunque es imposible predecir cuáles van a ser los valores futuros de dos medidas consecutivas de la salida de un sistema caótico, lo que sí que se puede asegurar es que estos valores caerán dentro de la zona delimitada por el atractor. Asimismo, dada la alta dependencia de los sistemas caóticos en las condiciones iniciales, se puede afirmar que las propiedades geométricas del atractor se verán alteradas cuando se perturbe al sistema. Este hecho es el que se va a explotar en este trabajo para efectuar las medidas de parámetros físicos con el resonador caótico en fibra óptica.

Para que aparezca el Caos en un sistema es necesario que primero exista una no-linealidad subyacente en el sistema. Además, como es ampliamente sabido, la manifestación de fenómenos no-lineales en fibra óptica es fuertemente dependiente de la intensidad de la luz que se propaga por la fibra. Así no es de extrañar que los sistemas caóticos presenten una alta dependencia a la potencia de entrada de la excitación (luz en este caso). De hecho se ha demostrado que los sistemas caóticos modifican el comportamiento de su salida a medida que la potencia de la señal de entrada se cambia [7]. En concreto su salida evoluciona, con una potencia de entrada creciente, desde un estado estable a un estado periódico, y de éste a un estado cuasi-periódico para, finalmente, alcanzar el estado caótico. Este último estado será con el que se trabaje en el sensor caótico propuesto.

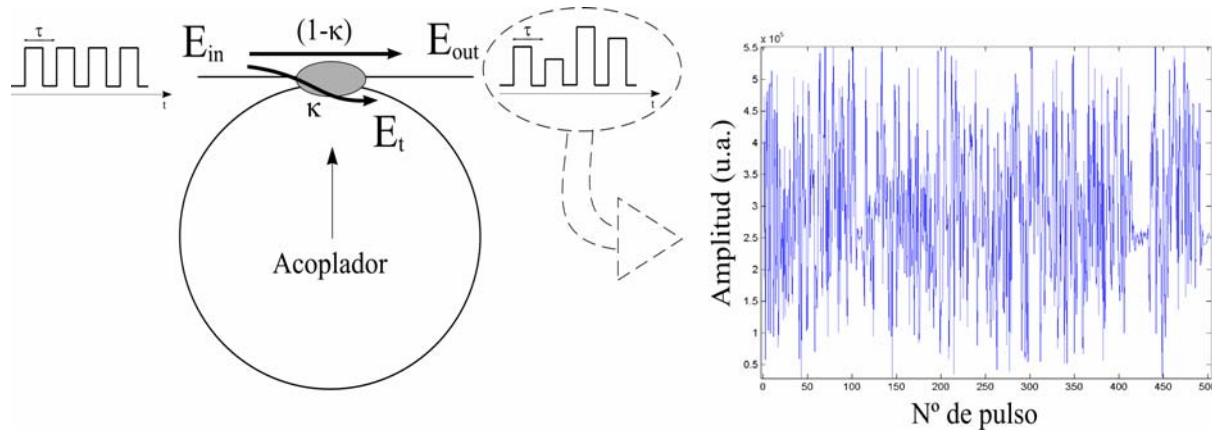


Fig.1. Diagrama del resonador caótico en fibra óptica. Como se puede ver, esta estructura es excitada por un tren de pulsos (E_{in}) obteniéndose a la salida igualmente un tren de pulsos cuya amplitud varía de pulso a pulso (E_{out}). En la parte derecha de la imagen se observa la evolución temporal de la amplitud de los pulsos de salida. Se aprecia que esta evolución es caótica.

La Fig.1 muestra el esquema del transductor caótico propuesto. Como ya se adelantó con anterioridad se trata de un anillo de fibra óptica. En el caso del trabajo descrito en este artículo el resonador está compuesto de fibra óptica estándar de telecomunicación de longitud L metros. El índice de refracción lineal de la fibra es n_1 , mientras que el no lineal de segundo orden es n_2 . Además, se supondrá que la fibra presenta un coeficiente de atenuación de α Nepers/m. Por otra parte, el anillo de fibra se cierra mediante un acoplador cuyo coeficiente de acoplo es κ y que presenta un coeficiente lineal de pérdidas en exceso de ρ . Asimismo, tal y como se observa en la Fig.1, el resonador es excitado por una señal monocromática de entrada pulsada E_{in} . Esta señal es periódica con periodo τ . Este periodo que iguala el retardo introducido por el anillo de fibra sobre la luz que por él se propaga, así $\tau = L \cdot n_1 / c$ siendo c la velocidad de la luz en el vacío. En estas circunstancias, y suponiendo que la intensidad de la luz de entrada es suficientemente alta, se obtiene a la salida del sistema un campo eléctrico pulsado E_{out} que exhibe un comportamiento temporal caótico como el que se muestra en la parte derecha de la Fig.1. Esa gráfica representa la evolución temporal de la amplitud de la salida de pulso a pulso. La gráfica parece aleatoria, sin embargo al haber sido generada por un proceso de caos determinista, contiene información que puede ser recuperada si se emplea un modelo matemático adecuado.

En un circuito de fibra óptica con una configuración como la mostrada en la Fig.1, el campo eléctrico en el anillo (E_t) viene dado por la siguiente ecuación recursiva:

$$E_t(t) = j\sqrt{1-\rho}\sqrt{\kappa} \cdot E_{in}(t) + \sqrt{1-\rho}\sqrt{1-\kappa} \cdot E_t(t-\tau) \cdot e^{-\frac{\alpha L}{2}} \cdot e^{-j\frac{2\pi}{\lambda} \left[n_1 L + n_2 |E_t(t-\tau)|^2 \left(\frac{1-e^{-\alpha L}}{\alpha} \right) \right]} \quad (1)$$

Y, partiendo de (1), el campo eléctrico de salida E_{out} será:

$$E_{out}(t) = \sqrt{1-\rho}\sqrt{1-\kappa} \cdot E_{in}(t) + \frac{j\sqrt{\kappa}}{\sqrt{1-\kappa}} \left[E_t(t) - j\sqrt{1-\rho}\sqrt{\kappa} \cdot E_{in}(t) \right] \quad (2)$$

A pesar de que estas ecuaciones representan la variable independiente t como una magnitud continua, realmente en las simulaciones que se presentarán en este trabajo será tratada como si fuese discreta. Así el tiempo cambiará en múltiplos enteros de τ . Además, aparte de pequeñas variaciones debidas al ruido, la amplitud de todos los pulsos de la excitación de entrada E_{in} se considerará igual.

La salida del resonador caótico puede simularse mediante el uso de este modelo. De esta manera se pueden obtener gráficas similares a aquella mostrada en la Fig.1. El modelo da como resultado un campo eléctrico de salida complejo. Así, a partir de este campo se puede revelar el atractor extraño que rige el proceso caótico simplemente representando este campo en el espacio de fases (parte imaginaria frente a parte real). La forma típica que adquiere el atractor extraño de un resonador caótico es la mostrada en la Fig.2. Puede comprobarse como el atractor toma la forma aproximada de una espiral cuyo centro viene dado por $\sqrt{1-\rho}\sqrt{1-\kappa} \cdot |E_{in}|$. Se habla de forma aproximada dado que, tal y como se muestra en el

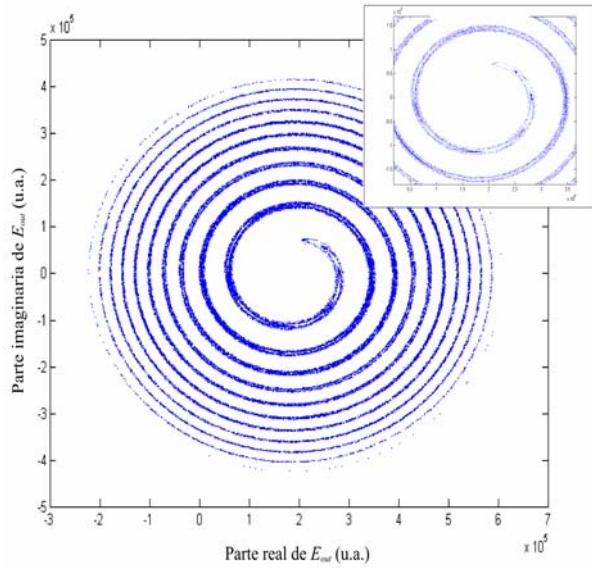


Fig. 2. Atractor extraño típico de un resonador caótico hecho a partir de un anillo recirculante de fibra óptica. El recuadro muestra un detalle de la compleja estructura del atractor.

detalle del recuadro de la Fig. 2, la forma real del atractor es mucho más compleja. Realmente está constituido por una serie de líneas plegadas que nunca se cortan. Sin embargo, la complejidad y grado de detalle de la estructura real del atractor es tal que hace impracticable el emplearlo. Es por ello que en los trabajos descritos en este artículo se ha optado por trabajar con las características geométricas de la tendencia media del atractor, esto es, simplemente con la espiral prescindiendo de un mayor grado de detalle. Una de las características geométricas principales de la espiral es la evolución de su radio (r_s) con cada giro. Esta evolución es la que se muestra en la Fig. 3. Además hay que reseñar que esta evolución presenta una fuerte dependencia con la longitud L de la fibra óptica. Esto último servirá para medir elongaciones del transductor de fibra. Tal y como se muestra en la Fig. 3, esta evolución se modela muy bien mediante un ajuste de Beleharek:

$$r_s = r \sqrt{\frac{\phi}{\pi}} \quad ; \quad \text{with } r = a \left(\frac{L}{\lambda} \right)^\beta \quad (3)$$

Donde a y β son parámetros de ajuste del modelo, λ es la longitud de onda de la luz, y ϕ expresado en radianes representa la posición (el número de giro) dentro de la espiral. Así el parámetro r puede considerarse como la tasa de cambio del radio de la espiral con cada vuelta de la misma. Como puede verse, y ya se ha adelantado anteriormente, existe una dependencia explícita de esta tasa de cambio del radio (r) con la longitud L de la fibra óptica que compone el anillo del resonador. Esta característica será explotada en la siguiente sección para medir elongación.

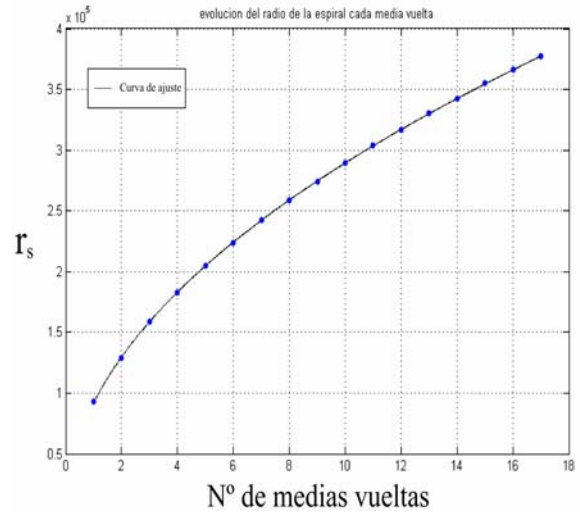


Fig. 3. Evolución del radio de la espiral con cada medio giro (línea de puntos) y su ajuste dado por la ecuación de Beleharek (línea continua).

3.- Resultados de simulación y su discusión

Para poder emplear el resonador caótico como transductor es necesario registrar el campo eléctrico pulsado de salida durante un cierto periodo de tiempo (cuanto mayor sea éste mejor). Sin embargo el periodo de muestreo de esta señal de salida no es un parámetro relevante. Realmente no importa perder algunos pulsos o muestrear, por ejemplo, uno de cada diez pulsos. No es siquiera importante que el muestreo sea periódico. Todo esto es debido a que la naturaleza fractal del atractor garantiza que su forma se mantendrá inalterada independientemente de la escala temporal empleada. Lo único realmente importante es capturar tantos pulsos de salida como sean necesarios para obtener una buena definición del atractor.

Usando el modelo de atractor caótico descrito en la sección anterior se simuló un resonador construido a base de un anillo recirculante de fibra óptica estándar de telecomunicación. La fibra tenía un núcleo de $9\mu\text{m}$ de diámetro. El índice de refracción lineal n_1 considerado fue de 1.448 y el índice no lineal de segundo orden n_2 era de $8\text{e-}14$ esu. Asimismo se consideró que la fibra presentaba un coeficiente de atenuación α de 0.3 dB/km. Por otro lado el acoplador empleado tenía un coeficiente de pérdidas en exceso ρ de 0.1, y una relación de acoplo κ de 0.75. Pues bien, este resonador se excitaba a su entrada con una luz de 1500nm de longitud de onda y una potencia óptica de 5watts. Con esta configuración se simuló el resonador caótico modificando la longitud del anillo de fibra desde 1000m hasta 3000m.

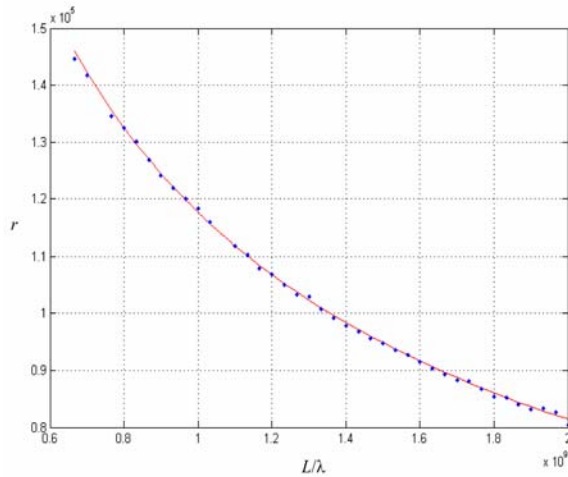


Fig.4. Dependencia de la tasa de cambio del radio de la espiral r con la longitud L del anillo de fibra (línea punteada), y su ajuste dado por la ecuación 3 (línea continua).

Así, analizando el atractor en cada uno de estos pasos, se obtuvo la evolución de la tasa de cambio del radio de la espiral r con la longitud de fibra del anillo L . La relación entre estos dos parámetros se muestra gráficamente (línea punteada) en la Fig.4. En esta figura se muestra en línea continua, conjuntamente con la evolución de r , el ajuste de este parámetro dado por la ecuación (3). Esta gráfica refleja claramente que aquella ecuación modela bien el comportamiento del parámetro. De esta manera se puede afirmar que si se mide la tasa de cambio r del atractor extraño, entonces es posible determinar, a partir de ella, la longitud del anillo de fibra. Esto es debido a que, como muestra la gráfica de la figura 4, existe una relación biunívoca entre ambos parámetros.

Existen dos factores muy importantes que hay que analizar en todos los sistemas sensores: la exactitud y resolución de la medida. En este caso la exactitud y resolución en la determinación de la longitud del anillo de fibra. Por otra parte, teniendo en cuenta la gran dependencia de los sistemas caóticos en las condiciones iniciales, se antoja necesario el analizar además la posibilidad de recuperar la longitud del anillo de fibra para diferentes relaciones señal a ruido (SNR) de la excitación de entrada. Así se plantearon simulaciones en las que la longitud del anillo se fijó a un valor de 2400m y se emplearon 50000 pulsos de salida para definir el atractor caótico. En estas condiciones se barrió la relación señal a ruido de la entrada desde 40dB hasta 0dB. Así, a partir de este atractor se determinó su tasa de cambio del radio (r) y, empleando la ecuación (3), se obtuvo la longitud del anillo de fibra. Los resultados de estos experimentos se muestran en la Fig.5. Puede verse que para SNRs superiores a 25dB la longitud de

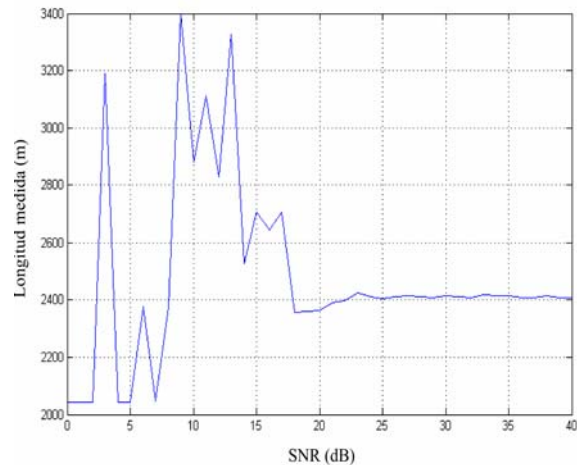


Fig.5. Dependencia de la longitud medida con la relación señal a ruido (SNR) de la excitación de entrada.

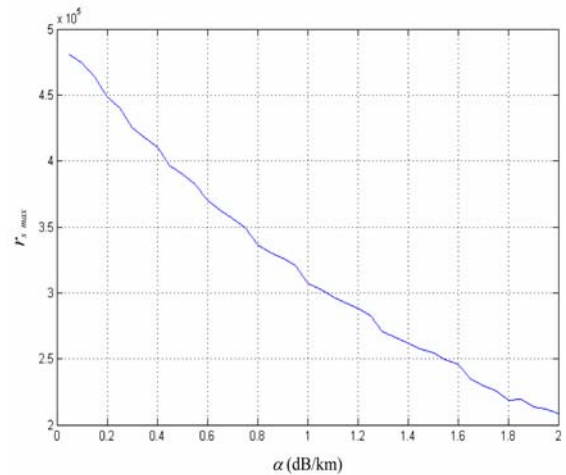


Fig.6. Dependencia del radio máximo del atractor caótico con el coeficiente de atenuación de la fibra óptica.

fibra medida es más o menos constante, presentando pequeñas fluctuaciones. Sin embargo, si la SNR es inferior a 25dB, la calidad de los valores de longitud medidos es cada vez peor, llegando al extremo de no ser útiles cuando la SNR se encuentra por debajo de 20dB. En la región en la que se obtienen los mejores resultados (aquella comprendida entre los 30dB y los 40dB de SNR), la longitud de fibra medida presenta unas variaciones de ± 4 m. Estas fluctuaciones son más o menos el doble de aquellas observadas en sucesivos experimentos en los que se mantuvieron constantes todas las características del sistema (SNR incluida). Por tanto se puede concluir que este transductor es capaz de detectar cambios de longitud de aproximadamente $\pm 0.1\%$. O lo que es lo mismo, el transductor presenta una resolución de $\pm 100\mu\text{m}$ en la medida de elongaciones. Sin embargo este valor puede mejorarse notablemente simplemente registrando más pulsos de salida o empleando longitudes de fibra más cortas (ya que la

sensibilidad del sistema disminuye con la longitud de fibra empleada, tal y como se muestra en la Fig.4). Por otra parte, con respecto a la exactitud del sistema se puede ver en la Fig.5 que la longitud medida está en torno a 2410m. Esto implica un error de medida en la determinación de la longitud del anillo de fibra. Sin embargo este error está siempre por debajo del 1%.

Las características geométricas del atractor extraño no sólo presentan dependencias con la longitud de fibra del anillo recirculante, sino que también dependen de otros parámetros. Por ejemplo, el valor máximo de su radio ($r_{s \max}$) presenta una gran dependencia con las pérdidas presentes en el anillo de fibra. Por lo tanto cambios de atenuación (no importa si estos son locales o distribuidos) pueden detectarse simplemente midiendo el valor máximo del radio de la espiral. De esta manera la Fig.6 muestra una gráfica que ilustra la relación entre este parámetro geométrico y el coeficiente de atenuación de la fibra α para un anillo de fibra óptica de 2400m y con el resto de características idénticas a las del caso anterior. La tendencia de *diente de sierra* que se observa superpuesta a la tendencia decreciente general, se debe principalmente al hecho de que al aumentar α no sólo disminuye el radio máximo de la espiral, sino también su número de vueltas (cada pequeño salto que se observa corresponde a la pérdida de una vuelta de la espiral). Sin embargo a pesar de estos pequeños saltos las diferentes simulaciones han demostrado que se pueden llegar a detectar cambios del coeficiente de atenuación de la fibra tan pequeños como 0.01dB/km.

Conclusiones

Este artículo muestra la posibilidad de emplear un resonador caótico de fibra óptica para efectuar

medidas de parámetros físicos. En particular se han investigado las medidas de elongación y atenuación. De estos estudios se puede concluir que el transductor caótico propuesto es capaz de obtener resoluciones de elongación de $\pm 100\mu\epsilon$ y que permite detectar cambios de tan sólo 0.01dB/km en el coeficiente de atenuación de la fibra óptica.

A pesar de estas buenas premisas de partida el trabajo aún se encuentra en su estadio inicial. Existen a día de hoy una serie de características que hacen que este tipo de sensores no sean todavía prácticos: muy altas potencias de entrada, tiempos de realización de medida elevados (realmente depende de la velocidad del sistema de adquisición ya que ha de capturar unas decenas de miles de pulsos para conformar el atractor), complejo sistema de modulación de la fuente de luz (ya que ha de tener una periodicidad específica y dependiente de la longitud del anillo de fibra) y, sobretodo, una difícil extracción de la información (puesto que exige la medida del módulo y la fase del campo eléctrico). Sin embargo los autores están trabajando en nuevos esquemas que permitan aumentar la viabilidad práctica de este tipo de sensores.

Agradecimientos

Este trabajo ha sido realizado en parte gracias a los medios aportados por los proyectos TIC-2001-4503-E de la Comisión Interministerial de Ciencia y Tecnología.